Messung der Protonenpolarisation der d-d-Reaktion

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Basel

von

ANDREAS STRICKER
von Riehen (BS) und Waldstatt (AR)

1967

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG
1971

Messung der Protonenpolarisation der d-d-Reaktion

INAUGURALDISSERTATION

zur Erlangung der Würde eines Doktors der Philosophie
vorgelegt der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Universität Basel

von

ANDREAS STRICKER
von Riehen (BS) und Waldstatt (AR)

Basel
Buchdruckerei Birkhäuser AG
1971

Genehmigt von der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät auf Antrag der Herren Professoren P. Huber und E. Baumgartner.

Basel, den 27. Juni 1967

Prof. Dr. H. HUBER
Dekan

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Separatabdruck aus Helvetica Physica Acta, Band 44, Heft 2, 1971

Messung der Protonenpolarisation der *d-d*-Reaktion

von **A. Stricker**

(16. X. 70)

Abstract. The polarization of protons from the D(*d*,*p*)T reaction has been measured at four laboratory angles (θ_{Lab} = 27°, 32°, 45°, 63°) for a mean deuteron energy of 650 keV. A thin D_2-gas target was used, scattering from Helium served as the polarization analyzer. The maximum polarization is found to be −11%. The angular dependence was fitted to a sum over associated Legendre functions. It is shown that only the first term is significantly different from zero.

1. Einleitung

Die Polarisation der Nukleonen aus der *d–d*-Reaktion ist schon in mehreren Arbeiten untersucht worden. Bishop et al. [1] haben als erste die Protonenpolarisation experimentell festgestellt. Der Nachweis für Neutronen gelang zum ersten Mal Huber und Baumgartner [2]. Es folgten verschiedene weitere Arbeiten über Protonenpolarisation [3–6]. Die ersten Winkelverteilungen der Protonenpolarisation wurden durch Porter et al. [6] im Energieintervall 2,1–14,1 MeV gemessen. Unterhalb 1 MeV ist bis jetzt noch keine Winkelverteilung gemessen worden.

Schon früh war die *d–d*-Reaktion auch Gegenstand theoretischer Untersuchungen. Konopinski und Teller [7] fanden, dass der gemessene Energieverlauf des Wirkungsquerschnittes nur erklärt werden kann, wenn eine Spin-Bahn-Kopplung zur Reaktion beiträgt. Wolfenstein [8] zeigte darauf, dass beim Vorhandensein einer Spin-Bahn-Kopplung die Nukleonen der *d–d*-Reaktion polarisiert sein können. Die durch Beiduk et al. [9] ausgebaute Theorie von Konopinski diente als Grundlage für alle späteren Untersuchungen. Fierz [10] und Blin-Stoyle [11] haben die Polarisation der Nukleonen für tiefe Energien berechnet. Eine Arbeit von Rook und Goldfarb [12] untersucht den Wirkungsquerschnitt für polarisiert einfallende Deuteronen.

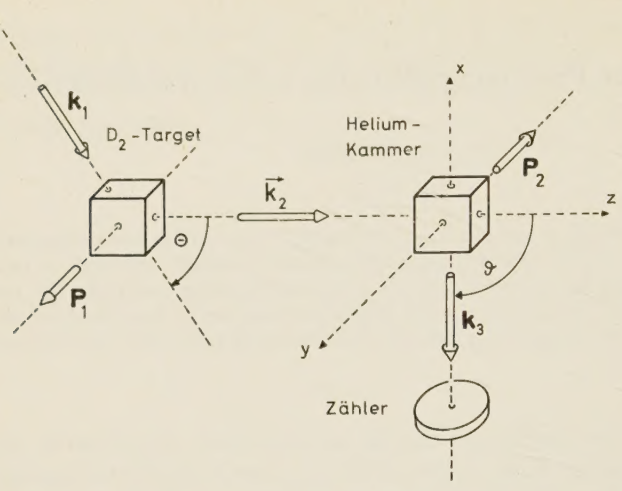
Wir haben bei einer mittleren Deuteronenenergie von 650 keV unter vier Reaktionswinkeln (θ_{Lab} = 27°, 32°, 45°, 63°) die Protonenpolarisation gemessen. Es wurde ein Deuteriumgastarget verwendet; als Analysator diente ^{4}He-Gas.

2. Apparatur

Da der einfallende Deuteronenstrahl unpolarisiert ist, muss wegen der Erhaltung der Parität [13] der Vektor der Protonenpolarisation senkrecht auf der Reaktionsebene stehen. Gemäss der Basler Konvention definieren wir die Richtung der positiven Polarisation durch das Vektorprodukt $[\boldsymbol{k}_e \times \boldsymbol{k}_a]$, wo $\boldsymbol{k}_e$ und $\boldsymbol{k}_a$ die Richtung des einfallenden bzw. auslaufenden Strahles bedeuten (Fig. 1). Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung polarisierter Protonen an Helium lässt sich folgendermassen schreiben:

$$\sigma(E, \vartheta, \phi) = \sigma_0(E, \vartheta)\,[1 + \boldsymbol{P}_1 \cdot \boldsymbol{P}_2(E, \vartheta)] \tag{2.1}$$

$\sigma_0(E, \vartheta)$ = Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Protonen
E = Protonenenergie
ϑ = Streuwinkel (im Schwerpunktsystem)



Figur 1
Prinzipschema der Doppelstreuung.

$$\boldsymbol{P}_1 = |\boldsymbol{P}_1| \frac{\boldsymbol{k}_1 \times \boldsymbol{k}_2}{|\boldsymbol{k}_1 \times \boldsymbol{k}_2|}, \qquad \boldsymbol{P}_2 = |\boldsymbol{P}_2| \frac{\boldsymbol{k}_2 \times \boldsymbol{k}_3}{|\boldsymbol{k}_2 \times \boldsymbol{k}_3|}, \qquad \boldsymbol{P}_1 \boldsymbol{P}_2 = |\boldsymbol{P}_1|\,|\boldsymbol{P}_2| \cdot \cos\phi \,.$$

$\boldsymbol{P}_1$ = Protonenpolarisation
$\boldsymbol{k}_1$ = Wellenvektor der Deuteronen vor der Reaktion
$\boldsymbol{k}_2$ = Wellenvektor der Protonen nach der Reaktion
$\boldsymbol{P}_2$ = Analysatorvermögen
$\boldsymbol{k}_3$ = Wellenvektor der Protonen nach der Heliumstreuung

Bestimmen wir die Stosszahlen N_φ unter den Winkeln $\phi = 0°$ und $\phi = 180°$, so folgt für die Asymmetrie ε aus (2.1):

$$\frac{N_0(\vartheta) - N_{180}(\vartheta)}{N_0(\vartheta) + N_{180}(\vartheta)} = \varepsilon = |\boldsymbol{P}_1|\,|\boldsymbol{P}_2(E, \vartheta)| \,. \tag{2.2}$$

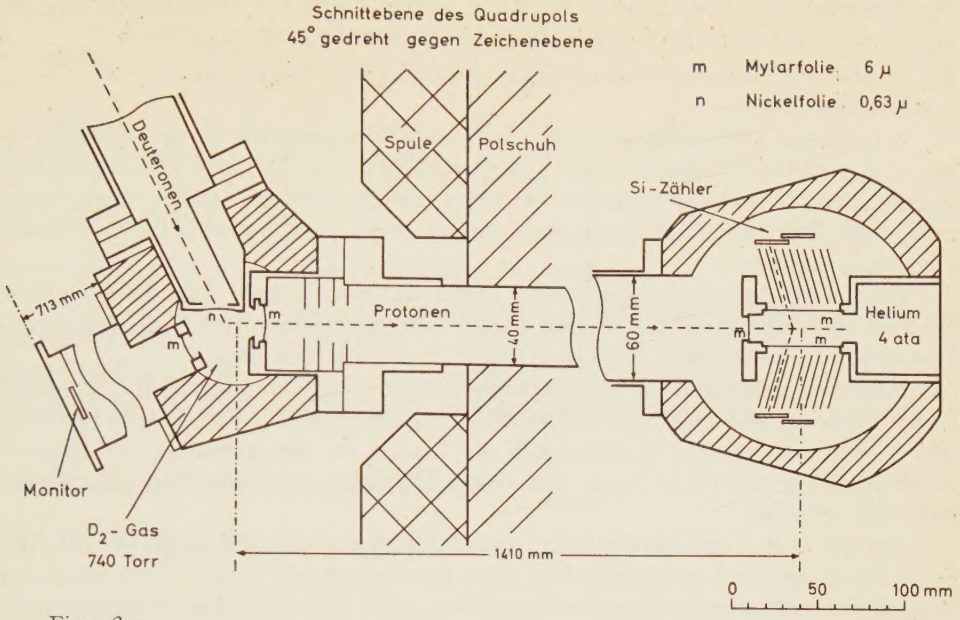
Wenn das Streuvolumen und die Zähler eine endliche Ausdehnung haben, so werden auch Protonen, die nicht genau mit $\phi = 0°$ oder $\phi = 180°$ gestreut werden, noch registriert. Wir müssen daher den Ausdruck (2.2) folgendermassen modifizieren:

$$\varepsilon = P_1 \cdot \overline{P_2(E, \vartheta) \cos\phi} \,. \tag{2.3}$$

Die Mittelung erstreckt sich über die entsprechenden Energie- und Winkelintervalle (vgl. Kap. 4.1).

Figur 2 zeigt die Darstellung der Doppelstreuapparatur. Der Deuteronenstrahl wurde in einem 1 MV-Kaskadengenerator[1]) beschleunigt. Ein 45°-Magnet blendete die D^+-Komponente aus, die durch eine elektrische Quadrupollinse auf den Eintrittsspalt des Gastargets fokussiert wurde. Das Target war mit 740 Torr Deuteriumgas gefüllt, was einer wirksamen Targetdicke von ca. 250 keV entspricht.

[1]) Geliefert durch Firma Emil Haefely & Cie., Basel.



Figur 2
Experimentelle Anordnung.

Ein magnetisches Quadrupollinsenpaar fokussiert die Protonen auf die Heliumstreukammer im Abstand 1,41 m. Damit wurde erreicht, dass die Heliumstreukammer bei praktisch unverminderter Protonenintensität aus der unmittelbaren Nähe des Targets und somit des grossen Neutronenflusses entfernt werden konnte.

Der Druck in der Heliumstreukammer beträgt 4 ata., was bei einer Protonenenergie von $E_p = 3{,}5$ MeV einer Targetdicke von 200 keV entspricht. Damit die gestreuten Protonen im Helium nicht zu viel Energie verlieren, treten sie durch eine Mylarfolie wieder ins Vakuum, wo mit Hilfe von Kollimatoren ein mittlerer Streuwinkel $\vartheta = 105°$ ausgesondert wird [14]. Dicht hinter den Kollimatoren befinden sich die Siliziumzähler. Die Energiespektren der Zähler unter den Azimutwinkeln $\phi = 0°$ und 180° werden getrennt in einem Impulsspektrographen mit 128 Kanälen aufgenommen. Die ganze Heliumkammer ist drehbar um die Strahlachse gelagert.

2.1 *Deuterium-Gastarget*

Da der Verlauf der Protonenpolarisation mit der Energie nicht bekannt ist, benötigen wir ein dünnes Target. Wir wählten daher ein Deuterium-Gastarget. Bei einer mittleren Deuteronenenergie von 650 keV betrug die Targetdicke 250 keV; die Energieverschmierung der emittierten Protonen war 150 keV.

Bei der Verwendung eines Gastargets wird der Strom der einfallenden Deuteronen wesentlich durch die Belastbarkeit der Nickelfolie (0,63 μ) eingeschränkt. Eine rechteckige Blende von (0,3 × 14) mm lag 4 mm vor dem Folienschlitz der Dimension (0,5 × 20) mm. Der D^+-Strahl durchsetzte die Folie, ohne die Ränder zu berühren.

Der Maximalstrom über längere Zeitdauer betrug 3 μA. Bei diesem Strom ist der berechnete Temperaturgradient ca. 50 °C zwischen Folienmitte und Rand.

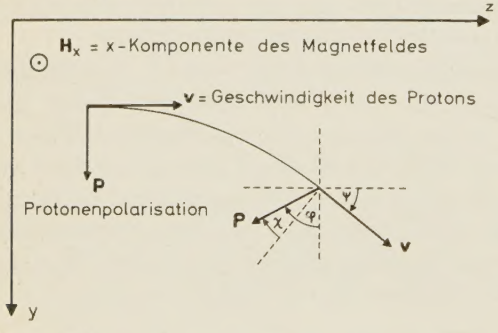
2.2 Magnetische Quadrupollinsen [15] *zur Fokussierung der Protonen in die Heliumkammer*

Das Quadrupollinsenpaar wurde asymmetrisch gewählt mit einem Linsendurchmesser $\phi_1 = 40$ mm für die erste, und $\phi_2 = 60$ mm für die zweite Linse. Die Abbildungseigenschaften der Linse gestatten es, die Austrittsöffnung des Deuteriumtargets ungefähr in gleicher Grösse auf die Heliumkammer abzubilden, was eine kleine Heliumkammer ermöglicht.

Die Verwendung von magnetischen Linsen hat den Nachteil, dass diese den Spin des Protons beeinflussen. Wir werden zeigen, dass die daraus entstehende Depolarisation klein ist, und in erster Näherung berücksichtigt werden kann.

Wir vernachlässigen die Depolarisation durch Spin-umklappung im Randfeld. Dieser Effekt ist sehr klein, da das Randfeld der Linsen steil ansteigt und die Protonen sehr schnell sind. Erst weit ausserhalb der Linsen, wo die Änderung des Magnetfeldes pro Wegeinheit sehr klein wird, wären Übergänge möglich. Dort ist aber das Feld sehr schwach.

Wir betrachten also nur diejenigen Depolarisationseffekte, die durch Drehung des Spins im Magnetfeld entstehen. Vor dem Durchgang durch die Linse steht der Polarisationsvektor senkrecht zur Flugrichtung der Protonen. Die Drehung unter dem Einfluss des Magnetfeldes darf klassisch berechnet werden. Da das Wegintegral der magnetischen Induktion $\int_1^2 B ds$ zwischen zwei Punkten weit ausserhalb der Linse Null ist, wird der Polarisationsvektor nicht um die Flugrichtung gedreht. Die einzige mögliche Depolarisation kann daher nur durch Drehung des Spins gegen die Flugrichtung zu entstehen.



Figur 3
Zur Berechnung der Depolarisation im Magnetfeld.

Der Polarisationsvektor P_1 stehe senkrecht auf der Reaktionsebene, d.h. in y-Richtung (Fig. 1). Die Drehung von P_1 erfolgt daher unter dem Einfluss der x-Komponente des Magnetfeldes (Fig. 3). Nun betrachten wir die Bahn eines Protons in einem homogenen Magnetfeld. Es gilt:

$$\omega_L = -g_p \frac{e}{2m_p} B \qquad \omega = -\frac{e}{m_p} B$$

ω_L = Larmorfrequenz
g_p = g-Faktor des Protons = 5,58
ω = Winkelgeschwindigkeit des Protons im Magnetfeld.

Hieraus folgt:

$$\frac{d\varphi}{d\psi} = \frac{\omega_L}{\omega} = \frac{g_p}{2} = 2{,}79\,,$$

ψ = Ablenkwinkel des Protons
φ = Drehwinkel des Polarisationsvektors

$$\chi = (\varphi - \psi) = \left(\frac{g_p}{2} - 1\right) = 1{,}79\,\psi\,. \tag{2.4}$$

Die Beziehung (2.4) gilt auch für beliebige Magnetfelder.

Wenn das Proton beim Durchgang durch die Linse um den Winkel ψ aus seiner ursprünglichen Richtung abgelenkt wird, dann wird der Polarisationsvektor $\boldsymbol{P}_1$ um den Winkel χ aus der Normalenrichtung gedreht. Bei der Streuung am Helium messen wir aber nur die Normalkomponente P_n von $\boldsymbol{P}_1$ zur Flugrichtung:

$$P_n = |\boldsymbol{P}_1| \cos\chi\,.$$

Damit wird die relative Depolarisation D

$$D = \frac{|\boldsymbol{P}_1| - P_n}{|\boldsymbol{P}_1|} = 1 - \cos\chi \approx \frac{\chi^2}{2}\,. \tag{2.5}$$

Die mittlere Depolarisation $\overline{D}$ lässt sich aus der Geometrie und den Linseneigenschaften [15] berechnen. Aus (2.4) und (2.5) folgt für einen Protonenstrahl:

$$D = \frac{1}{2}\left(\frac{g_p}{2} - 1\right)^2 (r'_a - r'_e)^2\,. \tag{2.6}$$

Hier bedeuten r'_e und r'_a die Winkel zwischen Protonenstrahl und z-Achse am Eingang bzw. Ausgang der Linse. Die mittlere Depolarisation $\overline{D}$ wird:

$$\overline{D} = \frac{1}{6}\left[\left(\frac{g_p}{2} - 1\right)\frac{r_{e0}}{d}\left(-\frac{a}{f} + \frac{F_e}{f} - 1\right)\right]^2 \left[1 + \frac{t_0^2}{r_{e0}^2}\right]. \tag{2.7}$$

Es bedeuten:

a = Abstand des Targets vom Eingang der Linse
f = Brennweite
F_e = Abstand des Brennpunktes vom Linseneingang
$2\,r_{e0}$ = Linsendurchmesser der Eingangslinse
$2\,t_0$ = Durchmesser des Targetfensters.

Für unsere geometrische Anordnung erhält man eine mittlere Depolarisation

$$\overline{D} \approx 1{,}5\%\,.$$

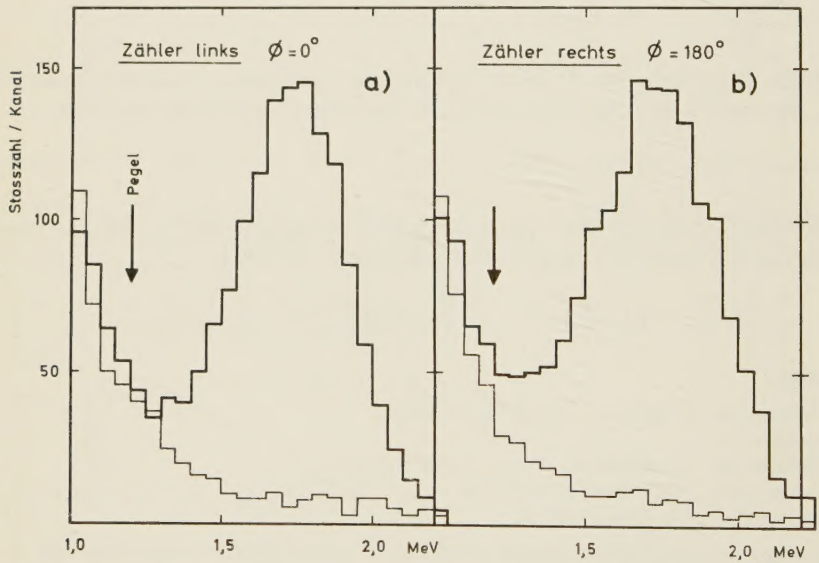
2.3 *Analysator*

Für Protonenenergien zwischen 3,5 und 4 MeV zeigt das Analysatorvermögen $P_2(E, \vartheta)$ von Helium bei einem Streuwinkel $\vartheta = 105°$ ein Maximum von 85% (Kap. 4.1). Es ist ziemlich unempfindlich gegen Energie und Winkeländerungen. Wir können daher die Targetdicke und die zugelassene Winkelöffnung verhältnismässig gross wählen: $\Delta E_p = 200$ keV, $\vartheta_{Lab} = 105° \pm 8°$. Die maximale Azimutwinkelöffnung beträgt 25°, was bei einem Zählerdurchmesser von 16 mm einen Abstand zur Achse von 45 mm ergibt. Eine Verkleinerung dieser Distanz ist wegen zu hoher Empfindlichkeit auf geometrische Asymmetrien (Kap. 4.2) nicht statthaft [16].

3. Messverfahren

Zur Bestimmung der Asymmetrie ε wurden die Protonenstosszahlen unter den Azimutwinkeln $\phi = 0°$ und 180° gleichzeitig durch je ein Zählerpaar gemessen. Für die darauffolgende Messung der Untergrundzählrate wurde eine Blende direkt vor die Eintrittsfolie des Analysators eingeschoben. Darauf erfolgte eine Drehung des ganzen Analysators um 180°, so dass die Zähler ihre Plätze vertauschten. Eine Asymmetrie, verursacht durch verschiedene Raumwinkel der Zähler, konnte so herausgemittelt werden.

Als Monitor diente ein Festkörperzähler, welcher die unter dem Reaktionswinkel $\theta_{Lab} = 90°$ im Deuteriumtarget entstandenen Protonen registrierte (Fig. 2). Monitorschwankungen fallen bei der Bestimmung der Asymmetrie ε nicht stark ins Gewicht, da der Monitor nur wesentlich ist für die Untergrundsubtraktion. Das Untergrund-Effekt-Verhältnis betrug im Maximum 1/4. Die Protonenstosszahlen waren von der Grössenordnung 4 pro Min. Um für die Asymmetrie einen statistischen Fehler von 10^{-2} zu erreichen, benötigten wir ca. 100 Meßstunden. Fig. 4 zeigt das Protonenspektrum für den Reaktionswinkel $\theta_{c.m.} = 36{,}8°$.



Figur 4

Protonenspektren für den Reaktionswinkel $\Theta_{c.m.} = 36{,}8°$. Dick ausgezogene Kurve: Effekt- und Untergrundmessung. Dünn ausgezogene Kurve: Untergrundmessung.

3.1 *Prüfung der Symmetrie des Analysators*

Die Verwendung einer magnetischen Linse hat zur Folge, dass die mittlere Richtung des Protonenstrahls nicht mehr allein durch die geometrische Anordnung der Blenden gegeben ist, sondern auch von der Linse abhängt. Die Parallelität von Kammerachse und mittlerer Strahlrichtung haben wir durch eine Streuung an Krypton geprüft. Wegen der hohen Ordnungszahl des Kryptons ($Z = 36$) ist die Streuung von 3,5 MeV Protonen durch die Coulombwechselwirkung bestimmt. Diese ist unabhängig von der Einfallspolarisation für Streuwinkel grösser als 8°. Der

Wirkungsquerschnitt ist jedoch sehr stark winkelabhängig. Die Messung ergab einen Winkelfehler ϑ' zwischen Kammer- und Strahlachse von $\vartheta' = 0{,}3° \pm 0{,}6°$. Dieser Winkelfehler fällt bei der Heliumstreuung nicht stark ins Gewicht, da der Streuquerschnitt im verwendeten Bereich praktisch unabhängig vom Winkel ist.

Als Test auf innere Asymmetrien des Analysators ist eine Messung mit Krypton ungeeignet, da die starke Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes alle übrigen Effekte überdeckt. Stattdessen haben wir eine Testmessung mit Helium unter den Winkeln $\phi = 90°$ und $270°$ durchgeführt. Der Protonenpolarisationsvektor ist in der Steuebene und die Asymmetrie sollte Null sein. Natürlich werden durch einen solchen Test nur diejenigen unerkannten Effekte aufgezeigt, welche auch in der zur normalen Messebene senkrecht stehenden Ebene auftreten. Die Messung ergab

$$\varepsilon = (0{,}1 \pm 1{,}0)\% \,.$$

4. Auswertung und Messergebnisse

4.1 *Analysatorvermögen und Wirkungsquerschnitt der He(p, p)He-Streuung*

Bei der Berechnung der Protonenpolarisation aus der gemessenen Asymmetrie müssen wir berücksichtigen, dass der Analysator (Heliumkammer und Zähler) endliche Ausdehnungen hat. Wir verwenden dazu eine Monte-Carlo-Rechnung, die uns bei Vorgabe der notwendigen Parameter die Stosszahlen N_p und N_u in den Zähler liefert:

N_p = Stosszahl für voll polarisierte Protonen,

N_u = Stosszahl für unpolarisiert einfallende Protonen.

Aus dem Verhältnis N_p/N_u lässt sich dann das über die Geometrie der Heliumkammer gemittelte Analysatorvermögen der Heliumstreuung berechnen.

4.1.1 Monte-Carlo-Rechnung

Wir wollen kurz die Arbeitsweise der von uns verwendeten Monte-Carlo-Rechnung erläutern:

1. Bestimmung der Startparameter des Protons.

Die Protonen starten im Eingangsfenster der Heliumstreukammer. Ihre Verteilung wird durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$n(x, y, \vartheta, \varphi) = n(x) \cdot n(y) \cdot e^{-a_\vartheta \cdot \vartheta_1^2} \cdot e^{-a_\varphi \cdot \varphi_1^2} \cdot e^{-a_E (E - E_0)^2} \,. \tag{4.1}$$

Es ist (siehe Fig. 1):

x, y = Koordinaten des Protons im Kammerfenster ($z = 0$)

ϑ_1; φ_1 = Winkel zwischen z-Achse und Projektion der Protonenbahn in die (x, z)- bzw. (y, z)-Ebene.

Die Strahlprofile in x- und y-Richtung, $n(x)$ bzw. $n(y)$, wurden im Laufe der Messung wiederholt durch einen Zähler gemessen, der direkt vor dem Eintrittsfenster vorbeigeschoben wurde. Die Grössen a_ϑ, a_φ, berücksichtigen näherungsweise die Winkelverteilung der Protonen, wie sie sich aus der Blendenanordnung zwischen Quadrupollinse und Heliumkammer ergibt: a_E berechnet sich aus der experimentell bestimmten Halbwertsbreite der Energieverschmierung: $\Delta E = 150$ keV. Das Monte-Carlo-Programm bestimmt aus der Verteilung (4.1) mittels Zufallszahlen die Koordinaten des r-ten Protons: x_r, y_r, ϑ_r, φ_r, E_r.

2. Bestimmung der Parameter am Streuort S vor der Streuung.

Die z-Koordinaten z_S des Streuortes werden in einem festgelegten Intervall mittels Zufallszahlen homogen verteilt. Das Intervall wird genügend gross gewählt, so dass alle Streuzentren, die von irgend einem Zähler «gesehen» werden, innerhalb dieses Intervalles liegen. Wir sind dann in der Lage die Parameter des Protons vor der Streuung am Streuort S aus den Startparametern zu berechnen. Dabei wird der Energieverlust der Protonen im Helium, sowie das Winkelstraggling mitberücksichtigt.

3. Bestimmung der Parameter am Streuort S nach der Streuung.

Die Streuwinkel ϑ und die Azimutwinkel ϕ des Protons nach der Streuung werden in einem genügend grossen Raumwinkelintervall homogen verteilt. Wir berechnen dann die statistischen Gewichte p und u für polarisierte bzw. unpolarisierte Protonen:

$$p = \sigma_0(E, \vartheta)\,[1 + |\boldsymbol{P}_1|\,|\boldsymbol{P}_2(E, \vartheta)|\cos\phi]\,,$$
$$u = \sigma_0(E, \vartheta)\,. \tag{4.2}$$

4. Kriterien für die Registrierung eines Protons.

Wir verfolgen den Weg des Protons durch die Kollimatoren bis zum Zähler, wobei wir wiederum das Winkelstraggling sowohl im Gas als auch in der Folie berücksichtigen. Zum Schluss wird festgestellt, ob und welcher Zähler getroffen wird und der Energiekanal ermittelt, in welchem die Endenergie des Protons liegt. Die Summe der einzelnen Protonen, multipliziert mit ihrem statistischen Gewicht, ergibt die Stosszahl im betreffenden Energiekanal und damit das Protonenimpulsspektrum für polarisiert und unpolarisiert einfallende Partikel. Die totale Stosszahl in den Zählern entspricht aber gerade N_p bzw. N_u.

Für die Auswertung der Messungen mit der Monte-Carlo-Rechnung müssen wir das Analysatorvermögen und den Wirkungsquerschnitt der He(p, p)He-Streuung in Funktion von Energie und Winkel kennen. Das Analysatorvermögen $P_2(E, \vartheta)$ wurde durch verschiedene Autoren [17–20] berechnet. Im benützten Energiebereich existieren auch zwei Messungen des Analysatorvermögens [21, 22]. Wir verwendeten für unsere Rechnung die Phasen von Barnard et al. [20], die für die Energien E_p von 2,5, 3,0, 3,5 und 4,0 MeV vorliegen. Um den Verlauf von $P_2(E, \vartheta)$ und $\sigma_0(E, \vartheta)$ zu bekommen, interpolieren wir direkt die Phasen. Die so erhaltenen Werte stimmen innerhalb der Messfehler gut mit den in (21) und (22) publizierten überein.

Mit Hilfe der Monte-Carlo-Rechnung sind wir in der Lage ein über die Geometrie der Heliumkammer gemitteltes Analysatorvermögen zu berechnen. Es gilt nämlich wegen (4.2):

$$\frac{N_p}{N_u} = \overline{[1 + |\boldsymbol{P}_1|\,|\boldsymbol{P}_2(E, \vartheta)|\cos\phi]}\,. \tag{4.3}$$

Da $|\boldsymbol{P}_1|$ im Monte-Carlo-Programm eine vorgegebene Konstante ist, lässt sich $\overline{\boldsymbol{P}_2(E, \vartheta)\cos\phi}$ berechnen. Für die Einfallsenergie E_p = 3,42 MeV ergibt sich der Mittelwert $\overline{\boldsymbol{P}_2(E, \vartheta)\cos\phi} = 83{,}4\%$. Wir erwarten, dass dieser Mittelwert nicht stark von der Einfallsenergie abhängt, was eine weitere Rechnung bei E_p = 3,93 MeV bestätigt. Dort berechnet sich $\overline{\boldsymbol{P}_2(E, \vartheta)\cos\phi}$ zu 84,0%. Diese Zahlen wurden ausgehend von einem symmetrischen Strahlprofil errechnet.

4.2. *Asymmetrisches Strahlprofil*

Ein Strahlprofil, das bezüglich der Kammerachse asymmetrisch ist, bewirkt eine geometrische Stosszahlasymmetrie in den Zählern. Eine genaue Berechnung dieser Asymmetrie ist mit der Monte-Carlo-Rechnung zu aufwendig. Daher wird eine Näherungsrechnung benützt, und die Güte dieser Rechnung mit der Monte-Carlo-Methode geprüft.

4.2.1 Näherungsrechnung

Für die Zählanordnung mit Kollimatoren ist die Stossrate dN_R im Zähler rechts (Fig. 1, $\phi = 180°$, x negativ) näherungsweise gegeben durch:

$$dN_R = \text{const.} \cdot n(x) \left[1 - \frac{x}{d}\right] dx \tag{4.4}$$

d bedeutet den Abstand der Zähler von der Kammerachse. Als totale Stossraten N_R bzw. N_R ergeben sich:

$$N_R = \text{const.} \cdot N_0 \left[1 - \frac{\bar{x}}{d}\right]$$

$$N_L = \text{const.} \cdot N_0 \left[1 + \frac{\bar{x}}{d}\right]$$

wobei $\bar{x}$ den Schwerpunkt des Strahlprofils in x-Richtung bedeutet. Daraus folgt für die geometrische Asymmetrie ε_s auf Grund des asymmetrischen Strahlprofils:

$$\varepsilon_s = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} = \frac{\bar{x}}{d} \cdot \tag{4.5}$$

Vergleichsweise wird für eine Anordnung ohne Kollimatoren und kleines ε_s die geometrische Asymmetrie doppelt so gross.

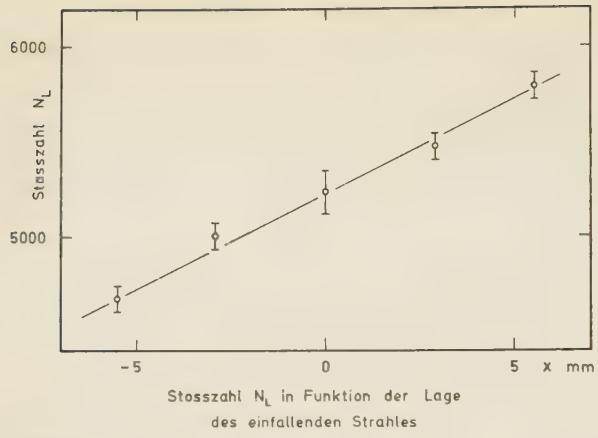
Wenn ε_s klein ist, so gilt für die gemessene Asymmetrie ε_g:

$$\varepsilon_g = \frac{\bar{x}}{d} + |\boldsymbol{P}_1| \, \overline{|\boldsymbol{P}_2(E, \vartheta)| \cos\phi} \cdot \tag{4.6}$$

Zur Überprüfung dieser Näherungsrechnung haben wir mit Hilfe des Monte-Carlo-Programmes für verschiedene x-Koordinaten des einfallenden Protonenstrahles die Stosszahlen in den einzelnen Zählern bestimmt. Figur 5 zeigt die Abhängigkeit der Stosszahl N_L von der Lage des einfallenden Protonenstrahles. Die Stosszahlen liegen innerhalb der Fehlerschranken auf einer Geraden, wie wir dies in unserer Näherungsrechnung (4.4) angenommen haben. Nach der Monte-Carlo-Methode berechnet sich ein Abstand der Zähler von der Kammerachse von (52,8 ⌊ 4,5) mm, was mit dem wirklichen Zählerabstand von 47 mm gut übereinstimmt.

4.3 *Messergebnisse*

In Tabelle 1 sind die Messergebnisse und die angefügten Korrekturen zusammengestellt. Die Depolarisation von 1,5% in den magnetischen Quadrupollinsen (Kap. 2.2) ist in der letzten Kolonne berücksichtigt.



Figur 5
Mit Monte-Carlo-Methode berechnete Stosszahlen N_L im Zähler links ($\phi = 0°$) in Funktion der Lage des einfallenden Strahles bezüglich der Kammerachse

Tabelle 1
Gemessene Protonenpolarisation: Messergebnisse und Korrekturen.

$\Theta_{c.m.}$	Gemessene Asymmetrie ε_g (%)	Strahlschwerpunkt $\bar{x}$ (mm)	Geometrische Asymmetrie ε_s (%)	$P_1 \overline{P_2 \cos\phi}$ nach Gl. (4.6) (%)	Analysatorvermögen	Protonenpolarisation P_1 (%)
31°	$-3{,}7 \pm 1{,}7$	$+0{,}64$	$+1{,}21$			
	$-7{,}6 \pm 1{,}3$	$+0{,}06$	$+0{,}11$	$-6{,}8 \pm 1{,}0$	0,839	$-8{,}2 \pm 1{,}2$
36,8°	$-6{,}5 \pm 1{,}8$					
	$-6{,}3 \pm 1{,}8$	$+0{,}29$	$+0{,}55$			
	$-7{,}5 \pm 1{,}9$	$+0{,}17$	$+0{,}32$	$-7{,}0 \pm 0{,}9$	0,840	$-8{,}5 \pm 1{,}0$
51,3°	$-11{,}1 \pm 1{,}5$	$-0{,}03$	$-0{,}05$	$-11{,}1 \pm 1{,}5$	0,838	$-13{,}5 \pm 1{,}7$
70,4°	$-7{,}3 \pm 2{,}4$	$-0{,}53$	$-1{,}00$			
	$-6{,}5 \pm 2{,}4$	$-0{,}74$	$-1{,}40$			
	$-7{,}9 \pm 1{,}6$	$+0{,}25$	$+0{,}47$	$-7{,}2 \pm 1{,}2$	0,834	$-8{,}7 \pm 1{,}4$

4.4 *Bestimmung des Produktes* $\Pi(E,\theta) = P_1(E,\theta)\,\sigma_p(E,\theta)$

Für den Vergleich mit der Theorie benötigen wir das Produkt aus Protonenpolarisation und Wirkungsquerschnitt, welcher verschiedentlich gemessen wurde [23–30]. Da der Eingangskanal der d–d-Reaktion zwei gleiche Teilchen enthält, lässt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem nach geraden Legendre-Polynomen entwickeln. Für Energien unterhalb 1 MeV genügen die ersten zwei Asymmetriekoeffizienten:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E,\theta) = \frac{\lambda\!\!\!^{-2}}{36}\left[B_0 + B_1 \cdot P_2(\cos\theta) + B_{14}\,P_4(\cos\theta)\right]$$

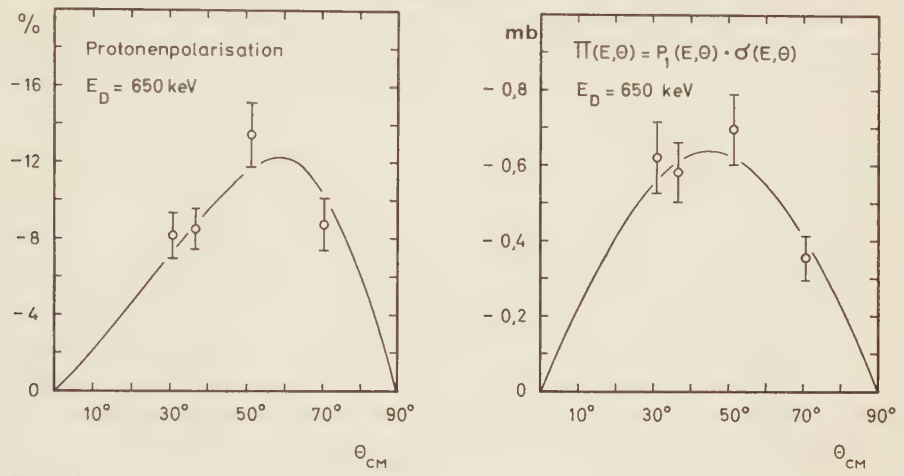
$$\frac{\lambda\!\!\!^{-2}}{36} B_0 = \frac{\sigma_{TOT}}{4\pi}\,.$$

Wir verwenden die Notation von Rook [12], wobei wir den zweiten Asymmetriekoeffizienten, der bei Rook nicht vorkommt, mit B_{14} bezeichnen.

Der Wert der Konstanten B_0, B_1 und B_{14} bei der Energie 650 keV wurde aus den vorhandenen Messungen [23–30] interpoliert. In Tabelle 2 sind die so berechneten Wirkungsquerschnitte $\sigma(E,\theta)$ und die Produkte $\Pi(E,\theta)$ für die Energie $E_D = 650$ keV und die entsprechenden Reaktionswinkel zusammengestellt.

Tabelle 2

$\theta_{c.m.}$	σ (650 keV, θ) mb	Π (650 keV, θ) mb
31,1°	7,64 ± 0,36	− 0,623 ± 0,098
36,8°	6,86 ± 0,32	− 0,582 ± 0,079
51,3°	5,18 ± 0,25	− 0,698 ± 0,096
70,4°	4,03 ± 0,19	− 0,353 ± 0,059



Figur 6
Protonen-Polarisation $P_1(E, \Theta)$ bei der mittleren Deuteronenenergie von 650 keV und Produkt $\Pi(E, \Theta)$ aus Protonenpolarisation $P_1(E, \Theta)$ und differentiellem Wirkungsquerschnitt $\sigma(E, \Theta)$.

In Figur 6 ist die Protonenpolarisation und das Produkt $\Pi(E,\theta)$ als Funktion des Winkels aufgetragen. Die Messpunkte werden durch eine Entwicklung nach zugeordneten Legendrepolynomen dargestellt:

$$\Pi(E,\ \theta)\ =\ \frac{\lambda\!\!\!^{-2}}{36}\ [B_2(E)\ P_2'(\cos\theta) + B_{24}(E)\ P_4'(\cos\theta)]\ .$$

Die eingezeichnete Kurve ist die beste Anpassung mit nur einem Koeffizienten:

$$\frac{\lambda\!\!\!^{-2}}{36}\ B_2\ (650\ \text{keV}) = (-0{,}425 \pm 0{,}028)\ \text{mb}.$$

Ein χ^2-Test ergibt: $\chi^2 = 1{,}8$ für 3 Freiheitsgrade und $P = 0{,}65$, wobei P die Wahrscheinlichkeit bedeutet, dass eine Wiederholung der Messung für χ^2 einen Wert grösser als 1,8 ergibt. Die Güte dieses χ^2-Testes zeigt, dass die Darstellung der Messergebnisse mit nur einem Koeffizienten gerechtfertigt ist.

Von theoretischem Interesse ist jetzt noch die Abklärung, welche Grösse des 2. Entwicklungskoeffizienten mit der Messung verträglich wäre. Die Entwicklung mit zwei Koeffizienten ergibt:

$$\frac{\lambda\!\!\!^{-2}}{36}\ B_2\ (650\ \text{keV}) = (-0{,}422 \pm 0{,}030)\ \text{mb}\ ,$$

$$\frac{\lambda\!\!\!^{-2}}{36}\ B_{24}\ (650\ \text{keV}) = (-0{,}015 \pm 0{,}019)\ \text{mb}\ .$$

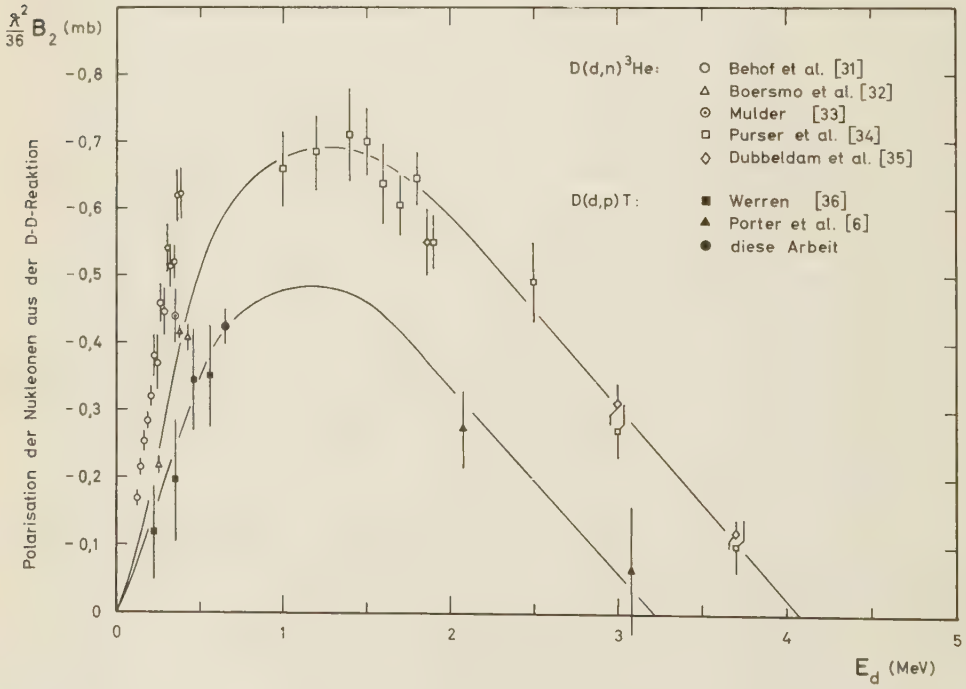
Offensichtlich ist der 2. Koeffizient höchstens 10% des Ersten in der Entwicklung.

4.5. *Fehlerdiskussion*

Die Asymmetrie ε ist mit einem statistischen Fehler $\Delta\varepsilon$ und zusätzlich mit den Unsicherheiten der Korrekturen behaftet. Wir schätzen den absoluten Fehler der Strahlprofil-Korrektur ε_s auf $0{,}2\%$. Die relativen Fehler des Analysatorvermögens $P_2(E, \vartheta)$ sind für die aus der Phasenanalyse berechneten Werte schwer anzugeben. Die relativen Fehler der gemessenen Werte von $P_2(E, \vartheta)$ werden von Brown et al. [21] mit $1{,}8\%$ und von Drigo et al. [20] mit $3{,}5\%$ angegeben. Wir verwendeten für unsere Rechnung einen Fehler von 3%. In Tabelle 2 sind nur die statistischen Fehler berücksichtigt, während der Fehler des Koeffizienten B_2 die oben diskutierten Unsicherheiten enthält.

5. Diskussion

In Figur 7 haben wir die Messungen für die Neutronen- und die Protonenpolarisation einander gegenübergestellt. Aufgetragen ist der erste Entwicklungskoeffizient $B_2(E)$ der Legendrepolynom-Entwicklung als Funktion der Energie. Für die Neutronenpolarisation sind die Messungen von [31–35] und für die Protonenpolarisation diejenigen von Werren [36], Porter [6] und unsere eigenen berücksichtigt. Obwohl die einzelnen Messungen der Neutronenpolarisation grosse Unterschiede aufweisen, ist doch aus Figur 7 klar ersichtlich, dass der Koeffizient $B_2(E)$ für die Neutronenreaktion wesentlich grösser als für die Protonenreaktion ist.



Figur 7

Neutronen- und Protonen-Polarisation der d–d-Reaktion als Funktion der Energie. Aufgetragen ist B_2 der Koeffizient des zugeordneten Legendrepolynoms 2. Ordnung.

Wir haben versucht, mit Hilfe der Theorie von Rook und Goldfarb [12], in welcher die Energieabhängigkeit der *d–d*-Reaktion allein durch die Durchdringungsfaktoren der Coulomb- und Zentrifugalbarriere gegeben ist, eine Anpassung an den experimentell gemessenen Energieverlauf der Polarisation, als auch den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt zu machen. Es zeigt sich dabei, dass mehrere verschiedene Kombinationen von Durchdringungsfaktoren gleich gute Anpassungen an die vorhandenen Messungen ergeben. Es ist daher zur Zeit nicht möglich, Matrixelemente der *d–d*-Reaktion aus diesen Anpassungen eindeutig zu bestimmen.

Es kommt dazu, dass Boersma [37] neulich gezeigt hat, dass die Energieverläufe der Durchdringungsfaktoren, berechnet für einen schwarzen Kern und eine undurchdringliche Kugel, erheblich voneinander abweichen. Das heisst die Theorie ist nicht modellunabhängig, wie es Beiduk et al. [9] und Rook und Goldfarb [12] ursprünglich angenommen haben. Damit wird aber auch ihre Anwendbarkeit prinzipiell in Frage gestellt.

Meinen herzlichsten Dank möchte ich meinen Lehrern, Herrn Professor Dr. P. Huber und Herrn Professor Dr. E. Baumgartner, für unablässige Unterstützung und Beratung aussprechen.

Besonderer Dank gebührt den Herren Dr. R. Gleyvod und Dr. D. Ellgehausen für ihre Hilfsbereitschaft bei den Messungen und vorbereitenden Arbeiten. Ferner möchte ich Herrn H. Weyeneth für die feinmechanischen Arbeiten und Herrn F. Abt für den Bau der Elektronik danken.

Die finanzielle Unterstützung für die Durchführung der vorliegenden Arbeit verdanke ich dem Schweizerischen Nationalfonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung.

REFERENZEN

[1] G. R. Bishop, G. Preston, J. M. Westhead and H. H. Halban, Nature *170*, 113 (1952).
[2] P. Huber und E. Baumgartner, Helv. phys. Acta *26*, 545 (1953).
[3] R. E. Segel und S. S. Hanna, Phys. Rev. *106*, 536 (1957).
[4] B. Maglić and J. Vukovic, Nucl. Phys. *6*, 443 (1958).
[5] N. A. Skakun, A. K. Valter and A. P. Klyucharev, Ukrain. Fiz. Zhvr. *7*, 383 (1962).
[6] L. E. Porter und W. Haeberli, Phys. Rev. *164*, 1229 (1967).
[7] E. J. Konopinski and E. Teller, Phys. Rev. *73*, 822 (1948).
[8] L. Wolfenstein, Phys. Rev. *75*, 342 (1949).
[9] F. M. Beiduk, J. R. Pruett and E. J. Konopinski, Phys. Rev. *77*, 628 (1950).
[10] M. Fierz, Helv. phys. Acta *25*, 629 (1952).
[11] R. J. Blin-Stoyle, Proc. Phys. Soc. London *64*, 700 (1951); *65*, 949 (1952).
[12] J. R. Rook and L. J. B. Goldfarb, Nucl. Phys. *27*, 79 (1961).
[13] T. A. Welton, *Theory of Polarisation*, in: J. B. Marion and J.L. Fowler, *Fast Neutron Physics*, p. 1317 (Interscience Publishers, New York and London 1963).
[14] E. D. Klema, Nucl. Inst. *26*, 205 (1964).
[15] P. Grivet and A. Septier, Nucl. Inst. *6*, 126 (1960).
[16] E. J. Burge, Nucl. Inst. *6*, 101 (1960).
[17] G. Freier, E. Lampi, W. Sleator and J. H. Williams, Phys. Rev. *75*, 1345 (1949).
[18] C. L. Critchfield and D. C. Dodder, Phys. Rev. *76*, 602 (1949).
[19] P. D. Miller and G. C. Phillips, Phys. Rev. *112*, 2043 (1958).
[20] A. C. L. Barnard, C. M. Jones and J. L. Weil, Nucl. Phys. *50*, 604 (1964).
[21] L. Brown, W. Haeberli and W. Trächslin, Proc. of the 2nd Int. Symp. on Polarization Phenomena of Nucleons, Karlsruhe (1966), p. 349.

[22] L. Drigo, C. Manuchi, G. C. Nardelli, M. T. Russo-Manduchi, C. Torinelli and C. Zannoni, Nuovo Cim. *42 B*, 363 (1966).
[23] J. M. Blair, G. Freier, E. Lampi, W. Sleator and J. H. Williams, Phys. Rev. *74*, 1599 (1948).
[24] W. A. Wenzel and W. Whaling, Phys. Rev. *88*, 1149 (1952).
[25] G. Preston, P. F. D. Shaw and S. A. Young, Proc. Roy. Soc. *226*, 206 (1954).
[26] J. Moffat, D. Roaf and J. H. Sanders, Proc. Roy. Soc. *A 212*, 220 (1952).
[27] P. A. Davenport, T. O. Jeffries, M. E. Owen and D. Roaf, Proc. Roy. Soc. *A 216*, 66 (1953).
[28] W. R. Arnold, J. A. Phillips, G. A. Wawyer, E. J. Stovall and J. R. and J. L. Tuck, Phys. Rev. *93*, 483 (1954).
[29] R. B. Theus, W. I. McGarry and L. A. Beach, Nucl. Phys. *80*, 273 (1966).
[30] K. G. McNeill and G. M. Keyser, Phys. Rev. *81*, 602 (1951).
[31] A. F. Behof, T. H. May and W. I. McGarry, Nucl. Phys. *A108*, 250 (1968).
[32] H. J. Boersma, C. C. Jonker, J. G. Nijenhuis and P. J. van Hall, Nucl. Phys. *46*, 660 (1963).
[33] J. P. F. Mulder, Phys. Lett. *23*, 589 (1966).
[34] G. O. Purser, jr., J. R. Sawers, jr. and R. L. Walter, Phys. Rev. *140 B*, 870 (1965) and Proc. of the 2nd Int. Symp. on Polarization Phenomena of Nucleons, Karlsruhe (1966), p. 514.
[35] P. S. Dubbeldam and R. L. Walter, Nucl. Phys. *28*, 414 (1961).
[36] D. W. Werren, *Polarizationmeasurement of the D–D-Protons*, Dissertation, Groningen (1968).
[37] H. J. Boersma, Nucl. Phys. *A135*, 609 (1969).

Curriculum vitae

Ich, Karl Andreas Stricker, Bürger von Riehen (Kt. Basel-Stadt) und Waldstatt (Kt. Appenzell-Ausserrhoden) wurde am 6. Januar 1937 in Basel geboren. Mein Vater Johannes Stricker-Bieder und meine Mutter Helene Stricker-Bieder sind beide gestorben. Mein Vater war von Beruf Rektor der Mädchen-Sekundarschule Basel.

Ich trat 1948 ins Humanistische Gymnasium Basel ein und erhielt 1956 das Reifezeugnis. Im Herbst 1956 immatrikulierte ich mich an der Philosophisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Basel. Im Verlauf meiner Studien besuchte ich Vorlesungen bei den Herren Professoren und Dozenten P. Huber, E. Baumgartner, E. Baldinger, E. Miescher, H. R. Striebel, R. Wagner, P. Scherrer, W. Czaja, W. Haeberli, S. E. Darden, H. Labhart, M. Fierz, M. Verde, F. Cerulus, K. Alder, A. Ostrowski, H. Huber, R. Conzelmann, M. Eichler, E. Batschelet, A. Speiser, H. Erlenmeyer, H. Dahn, K. Jaspers, K. Meuli und H. Reinhardt.

Diese Arbeit entstand unter der Anleitung der Herren Professoren P. Huber und E. Baumgartner.